CdZnTe 半導体放射線検出器のX線光子 エネルギー吸収レスポンス特性

正員 加藤 秀 起 (エスエス技研)

正員 中村 光 一 (名古屋工業大学)

非会員 津坂 昌 利 (名古屋大学)

Energy-Absorption Response of Cadmium Zinc Telluride (CdZnTe) Semiconductor Detectors to X-ray Photon Beams

Hideki Kato, Member (S.S.Techno-Engineering Corporation)

Koichi Nakamura, Member (Nagoya Institute of Technology)

Masatoshi Tsuzaka, Non-member (Nagoya University)

The Cadmium Zinc Telluride (CdZnTe) semiconductor is recently utilized as a detector for the measurement of X-ray spectrum. In this paper, we calculate the energy absorption response of a CdZnTe semiconductor to mono-energetic photon beams by means of the Monte Carlo simulation, and investigate their energy dependence property. The photo-peak efficiency, which represents the detectable efficiency, and the fraction of K-escape showed three discontinuous points at same photon energies corresponding to the K-absorption edge of CdZnTe. X-ray spectra measured by a CdZnTe detector are different from the incident X-ray spectra, because of distortions caused by energy-absorption response of the detector. The net incident X-ray spectrum was well estimated by the stripping correction method using the response data of the detector to mono-energetic photon beams.

キーワード: Cadmium Zinc Telluride 検出器, X線スペクトル, エネルギー吸収レスポンス, モンテカルロシミュレーション

1. まえがき

医療で使用される診断用X線の物理特性, 特にX線スペクトルデータは, X線画像形成過程の解析や放射線被曝量の評価など, X線診断の最適化を探索する上で欠かすことのできない重要な情報源である。

X線管内で印加電圧により加速された電子が陽極に衝突し, ターゲット物質の原子核近傍を通過する時, その原子核の持つクーロン場により電子は急激に減速され, エネルギーの一部が制動X線として放射される⁽¹⁾。このようにして発生したX線は, ターゲット物質による自己吸収, X線管容器による吸収などを経てX線管から放射される。このためX線管から射出し利用されるX線束は, 連続スペクトルを持つ制動X線に, ターゲット物質による自己吸収に付随して発生する特性X線が付加された複雑なエネルギースペクトルを持つ⁽¹⁾⁽²⁾。

X線スペクトルの測定は, 従来, 高純度ゲルマニウム(High Purity Germanium, 以下 HP-Ge と記す)半導体検出器が使われてきたが⁽²⁾⁽³⁾, 測定時に液体窒素による素子の冷却が必要であり, 取り扱いが煩雑であった。最近, ペルチエ素子による熱電冷却を利用して, 取り扱いを簡便化した Cadmium Zinc

Telluride (以下 CdZnTe と記す) 半導体検出器が用いられるようになった。しかし, これらの測定装置によって得られるスペクトルは, ① X線光子束に対する検出器結晶のエネルギー吸収レスポンスに起因する歪み⁽⁴⁾, ② 電荷収集および信号増幅過程における統計的, 電気的変動に起因する歪み⁽⁵⁾, により検出器に入射するX線スペクトルとは異なった歪んだ形状となることが知られている。

X線画像, 放射線被曝線量など各種解析に利用するのX線スペクトルデータは, 目的とする空間場におけるX線スペクトルでなければならない。検出器位置における検出器の存在しない空間でのX線スペクトルを求めるためには, 測定で得られたスペクトルデータに適切な補正を施す必要がある。

エネルギー分解能低下の原因となる②に起因するスペクトルの歪みは, ガウス分布をレスポンス関数としたアンフォールディング補正計算を用いることにより, 検出器の種類に関係なく, 数学的にある程度改善することができる⁽⁶⁾。

一方, ①に起因するスペクトルの歪みは, 検出器に使用される半導体の種類, サイズおよびX線束の検出器へ入射角度などの測定ジオメトリに依存する。このため, 適正な補正を行うためには, 検出器および測定ジオメトリが異なる測定系

ごとに各エネルギー光子束に対する半導体検出器結晶の光子エネルギー吸収レスポンス特性を調べることが不可欠である。本論文では、これまで詳細に報告されていないCdZnTe半導体検出器の単色エネルギーX線光子束に対するエネルギー吸収レスポンスをモンテカルロ計算により求め、その光子エネルギー依存性等の特性を明らかにする。次に、CdZnTe半導体検出器を用いて測定されたX線スペクトル形状の歪みの特徴を調べ、その発生メカニズムとエネルギー吸収レスポンス特性との関係を解明する。そして、実際にレスポンスデータを用いてX線スペクトルの歪みに対する補正を行い、その有効性を調べる。

2. 半導体検出器で測定されるX線スペクトルの歪みの理論的解析

半導体検出器を用いたX線スペクトル測定のシステム構成を図1に示す。半導体結晶は真性半導体の両端をp型およびn型半導体とした構造となっている。この両端を電極として数百ボルトのバイアス電圧が印加される。CdZnTe 検出器本体はペルチエ効果を利用した熱電冷却で-30° に冷却されており、熱エネルギーによるキャリアの発生を抑えている。

一個のX線光子が検出器結晶に入射して真性半導体領域で相互作用を起こすと、光子から付与されたエネルギーに比例した数の電子・正孔対が生成する。電子および正孔はバイアス電圧によって両端の電極に収集され、前置増幅器により電荷量に比例した電圧パルスとして出力される。検出器から出力されたパルス信号は増幅過程を経て、マルチチャンネル波高弁別器に送られ、電圧波高分布すなわちエネルギースペクトル分布として出力される。

図1 半導体検出器を用いたX線スペクトル測定のシステム構成

Fig.1 A system of X-ray spectra measurement with semiconductor detector.

図2は105keV単色エネルギーX線光子束(0.1mmφ平行線束)が、直径10mm、厚さ7mmのプレーナ型HP-Ge検出器に入射した場合の出力レスポンスを計算したものである⁽⁴⁾。横軸は光子エネルギーに相当する出力パルスエネルギー、縦軸は入射光子数で正規化した出力パルス数の割合である。

図2 HP-Ge 半導体検出器の 105keV 単一エネルギー光子束に対するレスポンス

Fig. 2 Graph showing the response of an HP-Ge detector to a 105 keV photon beam.

半導体検出器のX線光子入射に対するレスポンスは、次の4種類の形態に分類される。

- ① 入射光子の全エネルギーが検出器結晶内で吸収される場合：
入射光子エネルギーに等しいパルスが出力され、光電ピークを生じる(図2のPhoto-peak)。入射光子数に対するこのパルス数の割合がPhoto-peak efficiencyである。
- ② 結晶内で起こった光電効果に付随して発生するK特性X線が結晶外へ射出する場合：
入射光子エネルギーからK特性X線のエネルギーを差し引いたエネルギーのパルスが出力され、K-escape peak (K_{α} , K_{β} の2本)が生じる(図2のK-escape peak)。入射光子数に対するこのパルス数の割合がK-escape fractionである。
- ③ 多重散乱を含めた非干渉性散乱光子が結晶外へ射出した場合：
入射光子エネルギーから射出した散乱光子のエネルギーを差し引いたエネルギーのパルスが出力される(図2のCompton escape area)。入射光子数に対するこのパルス数の割合がCompton escape fractionである。
- ④ 光子が結晶内で干渉性散乱のみを起こし、その散乱光子が結晶外へ射出する場合、および、入射光子が一度も相互作用を起こさず結晶を透過する場合：
結晶内でのエネルギー付与がないのでパルスは出力されない。(Elastic escape および Penetrate escape)

連続スペクトルを持つX線では、図2に示したような単色エネルギー光子束に対するレスポンスが、各エネルギー光子に対して起こり、それらが複合されてスペクトル全体の歪みとなって現れる。

3. 検出器結晶のエネルギー吸収レスポンスに基づいたX線スペクトルの補正法

検出器結晶のX線束に対するエネルギー吸収レスポンスに起因する歪みの補正は、ストリッピング法^{(4)~(6)}を用いて行う。

半導体検出器から出力されるパルスのエネルギー（光子エネルギー） E_i についての補正計算手順を以下に記す。

単色エネルギー E_i を持つ光子束に対する半導体検出器のエネルギー吸収レスポンスデータを用いる。

① Photo-peak efficiency による補正

エネルギー E_i を持った光子束が半導体検出器に入射した時、同じエネルギーを持って出力されるパルス数は入射光子数より小さくなる。したがって、次式を用いてエネルギー E_i のパルス数を増大させる必要がある。

$$I(E_i) \leftarrow \frac{I(E_i)}{P(E_i)} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで $I(E_i)$ はエネルギー E_i のパルス数、
 $P(E_i)$ は Photo-peak efficiency である。

(1)式の“ $\leftarrow$ ”は $\frac{I(E_i)}{P(E_i)}$ の値を $I(E_i)$ に代入する

という意味を表す。

② K-escape に対する補正

エネルギー E_i を持った光子束が半導体検出器に入射した時、 E_i よりK特性X線のエネルギー分だけ低いエネルギーのパルスが出力される。これらを次式で除去する。

$$I(E_i - E_{K\alpha}) \leftarrow I(E_i - E_{K\alpha}) - I(E_i) \cdot K_\alpha(E_i) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$I(E_i - E_{K\beta}) \leftarrow I(E_i - E_{K\beta}) - I(E_i) \cdot K_\beta(E_i) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで $E_{K\alpha}, E_{K\beta}$ はK特性X線のエネルギー
 $K_\alpha(E_i), K_\beta(E_i)$ は K-escape fraction である。
エネルギー $E_i - E_{K\alpha}$ および $E_i - E_{K\beta}$ が 0 以下になる場合、この補正は不要である。

③ Compton escape に対する補正

エネルギー E_i を持った光子束が半導体検出器に入射した時、 E_i より結晶から射出した非干渉性散乱光子のエネルギー分だけ低いエネルギーのパルスが出力される。これらを次式で除去する。

$$I(E_i - E_{CX}) \leftarrow I(E_i - E_{CX}) - I(E_i) \cdot CE_{CX}(E_i) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで E_{CX} は射出した非干渉性散乱光子のエネルギー、
 $CE_{CX}(E_i)$ は E_{CX} の Compton escape fraction である。
Compton escape は連続したエネルギーで生じる。さらに多重散乱光子によるエスケープを考慮すると K-escape peak 未満の $E_i - E_{CX}$ について(4)式による補正を行うのが適当であると考える。

上述の計算手順 ①, ②, ③ をスペクトルの最大エネルギー E_{max} に相当するチャンネルから低エネルギー側へ向かって、各チャンネル（エネルギー）について対応するレスポンスデータを用いて補正計算して行くことにより、X線スペクトル全体を補正することができる。

4. 単色エネルギー光子束に対する CdZnTe 半導体検出器のレスポンスデータの計算

〈4・1〉モンテカルロシミュレーション

市販品で使用されている 3mm×3mm×2mm 厚の CdZnTe 半導体検出器に 0.2mm φの単色エネルギー平行X線束が入射した場合の出力レスポンスをモンテカルロ法⁽⁷⁾を用いて計算した。一光子が半導体結晶に入射後、散乱線として、もしくは直接線のまま結晶から射出するまで、または結晶内で消滅するまで、モンテカルロ法により光子を追跡し、この間に光子から結晶中に付与されるエネルギー量を逐次カウントした。そして、一光子入射により結晶中に付与された総エネルギー量に比例した電圧パルスが1個出力されるものとした。同一単色エネルギー光子を 50 万個半導体検出器に入射させてこの計算処理を行い、出力パルスの電圧波高分布、すなわち半導体結晶内におけるエネルギー吸収スペクトルを求めた。

モンテカルロ計算のフローチャートを図3に示す。

図3 モンテカルロ計算のフローチャート
Fig. 3 Flow chart of the Monte Carlo simulation.

表 1 モンテカルロ計算で使用した CdZnTe の物理データ
Table 1 Physical data of CdZnTe used in this Monte Carlo simulation.

Cadmium Zinc Telluride (CdZnTe)			
構成 (重量比) Zn : 0.02779 Cd : 0.42992 Te : 0.54229			
密度 : 5.86g/cm ³			
	³⁰ Zn	⁴⁸ Cd	⁵² Te
K 吸収端エネルギー $E_{ab}^{(9)}$	9.66keV	26.71keV	31.81keV
K 殻蛍光収率 $F_K^{(10)}$	0.440	0.843	0.872
K 殻で光電効果が起こる確率 $R_K^{(8)}$	0.870	0.841	0.836
K _α 特性 X 線エネルギー $E_{Kα}^{(8)}$	8.631keV	23.108keV	27.378keV
K _β 特性 X 線エネルギー $E_{Kβ}^{(8)}$	9.572keV	26.116keV	31.108keV
K _α 相対放出確率 $R_α^{(8)}$	0.890	0.834	0.826
K _β 相対放出確率 $R_β^{(8)}$	0.110	0.166	0.174

物質中での光子の自由行程長 L は、次式に示すような光子エネルギー E に対する物質の線減弱係数 μ_E と区間 $[0, 1]$ の一様乱数 r の関数でサンプリングできる⁽⁷⁾。

$$L = -\ln(r) / \mu_E \quad \dots\dots\dots (5)$$

L から計算される次の相互作用点で、どの種類の相互作用が起こるかを、各相互作用の相対断面積を用いて決定する。

半導体結晶内で光電効果および非干渉性散乱が起こった場合、光子から結晶物質へエネルギー付与が生じる。

光電効果が起こった場合、まず最初に Cd, Zn, Te のどの原子で起こったかを各元素の相対相互作用断面積によって決定する。次に、X 線光子エネルギーがその元素の K 吸収端エネルギー以下であれば、放出される L 特性 X 線エネルギーは非常に低い⁽⁸⁾ 光子エネルギーの全てが物質中に付与されるものとした。光子エネルギーが K 吸収端より大きい場合、K 殻で相互作用が起こる確率 R_K および K 殻で相互作用が起こった場合の蛍光収率 F を用いた乱数サンプリングにより、この光電効果に伴って K 特性 X 線が放出されるか否かを決定した。K 特性 X 線が放出されない場合、全光子エネルギーが物質中に付与されるものとし、K 特性 X 線が放出される場合、K_α、K_β 特性 X 線の相対放出確率から放出される特性 X 線の種類を決定した。光電効果を起こす前の光子エネルギーと放出された特性 X 線エネルギーの差分が結晶中に付与される。

各元素の K 吸収端エネルギー⁽⁹⁾、K 殻で光電効果を起こす確率⁽⁸⁾、K 殻での蛍光収率⁽¹⁰⁾、K 特性 X 線エネルギー⁽⁸⁾、相対放出確率データ⁽⁸⁾を表 1 に示す。

非干渉性散乱の微分断面積は次式で表される。

$$\frac{d\sigma_{incoh}}{d\theta} = \frac{d\sigma_{KN}}{d\theta} \cdot S_m(x) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで $d\sigma_{KN}/d\theta$ は Klein-仁科による微分断面積⁽¹⁾、 $S_m(x)$ は物質の Incoherent scattering function⁽¹¹⁾である。

非干渉性散乱が起こった場合、Klein-仁科式で表される微分断面積に従う散乱光子エネルギーを乱数サンプリングし、次にそれを Incoherent scattering function で採用／棄却する方法で散乱角度および散乱 X 線光子エネルギーを決定した。

散乱前後の光子エネルギーの差分が結晶中に付与される。
干渉性散乱の微分断面積は次式で表される。

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\theta} = \frac{d\sigma_{TM}}{d\theta} \cdot F_m^2(x) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで $d\sigma_{TM}/d\theta$ は Thomson による微分断面積⁽¹⁾、 $F_m(x)$ は物質の Form factor⁽¹¹⁾である。干渉性散乱が起こった場合、(7)式を用いた棄却法により散乱角度を決定した。

入射 X 線光子エネルギーは 0.5keV 間隔で 5keV から 150keV までとした。

光子と物質との相互作用断面積、Form factor、Incoherent scattering function は Hubbell らのデータ⁽⁹⁾⁽¹¹⁾を用いた。CdZnTe の相互作用断面積データを図 4 に示す。

図 4 CdZnTe の光子に対する相互作用断面積
Fig. 4 Photon cross sections of CdZnTe

〈 4 ・ 2 〉 CdZnTe 半導体検出器の光子エネルギー吸収レスポンス特性

CdZnTe 半導体検出器の X 線光子エネルギー吸収レスポンス計算結果の一部 (入射光子束エネルギー 65, 85, 105keV) を図 5 に示す。

CdZnTe は3元素から成るため、6本のK特性X線が発生する。しかしそれらの発生確率および特性X線の光子エネルギーの関係から、5本のK-escape peakのみが現れている。

Photo-peak efficiency, K-escape fraction, Compton escape fraction, Elastic escape fraction の入射光子エネルギーに対する変化を図6に示す。

図5 CdZnTe 半導体検出器の単色エネルギーX線光子束に対するエネルギー吸収レスポンス特性

Fig. 5 Graph showing responses of the CdZnTe detector to mono-energetic photon beams.

CdZnTe のK吸収端エネルギーは3元素それぞれに対して存在し、図4に示したようにK吸収端以上のエネルギー光子に対しては光電効果断面積が不連続に増大する。このため、Photo-peak efficiency およびK-escape fraction の曲線は3箇所 で不連続となっている。Te の吸収端以上では、光子エネルギーの上昇とともにK-escape fraction が減少して行くため一旦 Photo-peak efficiency は上昇する。さらに光子エネルギーが上昇し 70keV を超えあたりから Photo-peak efficiency は低下し始める。これは主に、CdZnTe 半導体結晶内で一度も相互作用を起こさずに透過する Elastic escape fraction が増大するためである。

図6 光子エネルギーに対する CdZnTe のレスポンス特性の変化

Fig. 6 Graph showing responses of CdZnTe as a function of incident photon energy.

5. CdZnTe 半導体検出器で測定されたX線スペクトルの補正

3mm×3mm×2mm 厚の CdZnTe 半導体検出器で実際のX線スペクトルを測定し、モンテカルロ計算で得られた検出器のX線光子エネルギー吸収レスポンスデータを基に、ストリッピング法によるX線スペクトルの補正を試みた。

X線管電圧は60kV, 80kV, 100kV の3種類とした。線束はX線管球側に設置した銅コリメータと検出器前面に設置した鉛コリメータにより検出器入射面で0.2mmφに絞り込んだ。さらに壁などからの散乱線が混入しないように鉛板で検出器を覆った。測定器出力のチャンネル幅は0.149keV/chとし、補正計算処理を行うために0.5keV/chに変換した。

CdZnTe 半導体検出器で測定されたX線スペクトル、それらをアンフォールディング処理およびストリッピング補正した後のX線スペクトルを図7に示す。

補正する前のX線スペクトルは、30keV 前後に2箇所の不連続部があり、15keV 以下の領域に隆起が見られる。これらは理論的には存在しないものであり、CdZnTe 半導体検出器の光子エネルギー吸収レスポンスに起因して出現したものである。

図7 CdZnTe 半導体検出器を用いて測定した X 線スペクトルとストリッピング補正されたスペクトルの比較
Fig. 7 The X-ray spectra measured by a CdZnTe detector and the spectra corrected by the stripping method.

文 献

30keV 前後で不連続が生じている光子エネルギーは、図 7 に示した Photo-peak efficiency の不連続と一致しており、さらには図 5 に示した CdZnTe 半導体物質の Cd および Te に起因する光電吸収断面積の不連続に一致する。Zn の K 吸収端では、そのエネルギー領域の X 線成分が非常に少ないため、不連続は観察されない。ストリッピング補正を行うと、管電圧 60kV のスペクトルでは若干の不連続が残存するが、80kV および 100kV のスペクトルではほぼ解消されている。また全体的に高エネルギー領域で波高値が上昇する。

15keV 以下のエネルギー領域の隆起は、主に次の 2 つの要因によるノイズ成分と考えられる。①入射 X 線束の中でもっとも成分が多い 30keV から 50keV の領域に一致して K-escape fraction が高く、それらの K-escape peak が 15keV 以下のエネルギー領域に集積した。②図 6 に一部の例を示した Compton escape area が、X 線束を構成している全ての光子エネルギーについて蓄積した。ストリッピング補正を行うことにより、これらの隆起はきれいに剥ぎ取られ、理論的に考えられる連続スペクトルの形状に近似する。

ストリッピング法によるこれらの補正の結果は、図 7 の中に示した実効エネルギー⁽¹⁾の変化に反映している。

X 線管の陽極物質に使われているタングステンの K 吸収端エネルギー (69.523keV) より高い管電圧である 80kV, 100kV では、タングステンの K 特性 X 線 ($K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$ の 4 本) が連続スペクトルに混入している。補正前には K_{α} および K_{β} がそれぞれ一塊になっていたものが、補正後にはある程度分離されている。これはストリッピング補正を行う前に、アンフォールディング処理を行って、エネルギー分解能が改善されたためである。

6. むすび

CdZnTe 半導体検出器の X 線光子束に対するエネルギー吸収レスポンスをモンテカルロ法により求め、その光子エネルギー依存性を調べるとともに、レスポンスデータを利用して CdZnTe 半導体検出器により測定された X 線スペクトルの歪みに対する補正を試みた。以下まとめると、次のとおりである。

- (1) 半導体検出器の検出効率を表す Photo-peak efficiency は、CdZnTe の K 吸収端エネルギーに一致して 3 箇所でも不連続を示した。連続スペクトル X 線を測定した場合、Zn の K 吸収端を除く 2 箇所のエネルギーで不連続を引き起こし、X 線スペクトルの歪みの大きな原因となることが判明した。
- (2) K 特性 X 線の半導体結晶からの射出の割合を示す K-escape fraction は Photo-peak efficiency と同じ位置でも不連続性を呈し、連続 X 線を測定した場合、スペクトルの 15keV 以下の低エネルギー領域に隆起を起こす主要原因となることが解明された。
- (3) CdZnTe 半導体検出器で測定された X 線スペクトルに、ストリッピング補正を施すと、Photo-peak efficiency に起因するスペクトルの不連続性はほぼ解消され、15keV 以下のノイズ成分は剥ぎ取られて、理論的に考えられる X 線スペクトル形状を得ることができた。

- (1) Johns HE and Cunningham JR : "The Physics of Radiology", Thomas, (1974)
- (2) 金森仁志 : 「診断用 X 線スペクトル」, 日放物理会誌, Supp.21, pp.22-80, (1985)
- (3) 津坂昌利, 小山修司, 前越久, 田宮正, 加藤秀起 : 「診断用 X 線スペクトル測定用高純度ゲルマニウム半導体検出器の特性」, 名大医短紀要, 6, pp. 39-47, (1994)
- (4) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 前越久 : 「高純度ゲルマニウム半導体検出器を用いて測定した X 線スペクトルの補正計算コードの開発」, 日放技学誌, 51(4), pp.462-468, (1995)
- (5) 加藤秀起, 津坂昌利, 小山修司, 前越久 : 「実測 X 線スペクトルのアンフォールディング法による補正とその限界」, 日放技学誌, 54(5), pp. 615-623, (1998)
- (6) Seelentag WW and Panzer W : "Stripping of X-ray bremsstrahlung spectra up to 300kVp on a desk type computer", *Phys.Med.Biol.*, 24(4), pp.767-780, (1979)
- (7) Raeside DE : "Monte Carlo principles and applications", *Phys.Med. Biol.*, 21(1), pp.181-197, (1976)
- (8) Storm E and Israel HI : "Photon cross sections from 1 keV to 100MeV for elements Z=1 to Z=100", *Nuclear Data Tables*, A7, pp.565-681, (1970)
- (9) Berger MJ and Hubbell JH : "XCOM; Photon cross sections on a personal computer", *NBSIR* 87-3597, NBS, (1987)
- (10) Fink RW, Jopson RC, Mark H : "Atomic fluorescence yields" *Review of Modern Physics*, 38(3), pp.513-540, (1966)
- (11) Hubbell JH, Veigele WJ, Briggs EA, Brown RT, Cromer DT, Howerton RJ : "Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections", *Phys.Chem.Ref. Data.*, 4(3), pp.471-538, (1975)

加藤 秀起 (正員) 1952 年 1 月 16 日生。

2000 年名古屋工業大学工学部電気情報工学科卒業。75 年愛知医科大学病院放射線技師, 92 年エスエス技研(株)入社, 現在に至る。89 年日本放射線技術学会奨励賞, 94 年日本放射線技術学会学術賞受賞。日本放射線技術学会, 日本保健物理学会などの会員。

中村 光一 (正員) 1942 年 3 月 7 日生。

1966 年名古屋工業大学工学部電気工学科卒業。67 年同大学電気工学科助手, 88 年同助教授, 97 年同大学システムマネジメント工学科教授, 現在に至る。工学博士。82 年電気学会論文賞, 90 年電気学会進歩賞受賞。IEEE, 高速信号応用技術学会, 電気設備学会, 日本大気電気学会などの会員。

津坂 昌利 (非会員) 1957 年 3 月 21 日生。

1999 年岐阜大学大学院工学研究科博士課程修了。82 年名古屋大学医療技術短期大学部助手, 99 年同大学医学部保健学科講師, 現在に至る。工学博士。90 年日本放射線技術学会最優秀論文賞受賞。日本放射線技術学会, 電子情報通信学会などの会員。